Über die Dichte des flüssigen Wasserstoffs und den Brechungsexponenten und die Dispersion des flüssigen Wasserstoffs und des flüssigen Stickstoffs.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der hohen Philosophischen Fakultät der Universität Leipzig

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

vorgelegt von

Herbert Augustin

aus Dresden.

Borna-Leipzig

Buchdruckerei Robert Noske

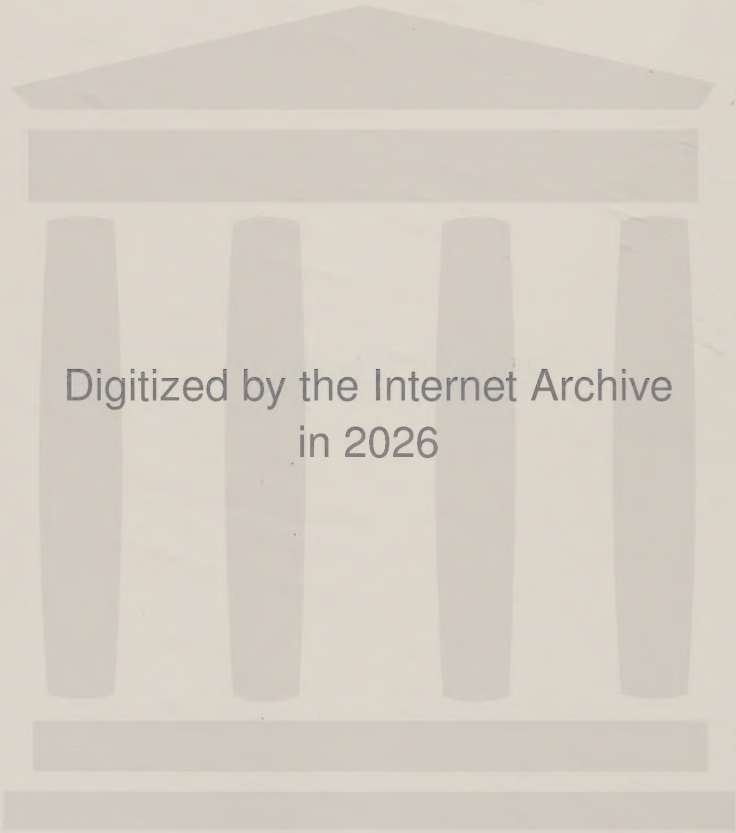
1914.

Angenommen von der III. Sektion auf Grund der Gutachten der Herren Wiener und Des Coudres.

Leipzig, den 29. Januar 1914.

Der Prokanzellar
Kirchner.

Meinen Eltern.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545822_0019

Inhaltsübersicht.

Seite

Literaturverzeichnis 7

Einleitung 9

I. Dichte des flüssigen Wasserstoffs 11

II. Brechungsexponenten und Dispersion des flüssigen Wasserstoffs und Stickstoffs.

a) Wasserstoff 19

b) Stickstoff 26

III. Berechnung der absoluten Werte der Brechungsexponenten und der Formkonstanten der Molekeln.

a) Wasserstoff 29

b) Stickstoff 33

Schluß 37

Literaturverzeichnis.

1. **O. Wiener,** Zur Theorie der Refraktionskonstanten. Berichte d. Math.-Phys. Klasse d. Kgl. Sächs. Gesellschaft d. Wiss. zu Leipzig 62 (1910) S. 256—277.
2. **J. Dewar,** The boiling point and density of liquid hydrogen. Journ. Chem. Soc. 73 (1898) S. 528.
3. **J. Dewar,** The densities of solid oxygen, nitrogen and hygrogen. Proc. Roy. Soc. 73 (1904) S. 251.
4. **C. J. F. Hanssen,** The wheights of oxygen, nitrogen and hydrogen. Chemical News 92 (1905) p. 172. Siehe auch Gmelin-Kraut, Handbuch der anorganischen Chemie Bd. I, 3 S. 815 und 826.
5. **J. E. Lilienfeld,** Das Laboratorium für tiefe Temperaturen (Luft- und Wasserstoffverflüssigung) des physikalischen Institutes der Universität Leipzig. Zeitschrift für komprimierte und flüssige Gase 13 (1910/11) S. 165, 185.
6. **K. Scheel** und **W. Heuse,** Über die absolute Ausdehnung des Quarzglases bis zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs. Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft 16 (1914) S. 1.
7. **K. Scheel** u. **W. Heuse,** Bestimmung der Ausdehnung des Platins zwischen — 183° und Zimmertemperatur mit dem Komparator und dem Fizeauschen Apparat. Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft 9 (1907) S. 449.
8. **J. Dewar,** Liquid hydrogen. Proc. Roy. Inst. 17 (1904) S. 595.
9. **J. Dewar,** Bakerian lecture. The nadir of temperature and allied problems. Proc. Roy. Soc. 68 (1901) S. 361.
10. **K. Olszewsky** und **A. Witkowsky,** Propriètes de l'oxygène liquide. Anzeiger der Akademie d. Wiss. in Krakau (1892) S. 340.
    Sur la dispersion de la lumière dans l'oxygène liquide. Derselbe (1894) S. 242.
11. **Liveing** und **Dewar,** On the refractive indices of liquid nitrogen and air. Phil. Mag. 36 (1893) S. 328.
    On the refraction and dispersion of liquid oxygen and the absorption spectrum of liquid air. Phil. Mag. 40 (1895) S. 268.
12. **E. Wiedemann,** Methoden zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten und Glasplatten. Poggendorffs Annalen 158 (1876) S. 375.

13. **W. Meißner,** Über das Lichtbrechungsvermögen des flüssigen Wasserstoffs. Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft 15 (1913) S. 540.
14. **K. T. Fischer** und **H. Alt,** Siedepunkt, Gefrierpunkt und Dampfspannung des reinen Stickstoffes bei niedrigen Drucken. Annalen der Physik 9 (1902) S. 1140.
15. **H. Alt,** Über die Verdampfungswärme des flüssigen Sauerstoffs und flüssigen Stickstoffs und deren Änderung mit der Temperatur. Annalen d. Phys. 19 (1906) S. 739.
16. **G. v. Knorre,** Über die Darstellung von Stickstoff aus Ammoniumnitrit. Die Chemische Industrie 25 (1902) S. 531, 550.
17. **K. Scheel,** Bestimmung der Brechungsexponenten von Gasen bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft. Verh. d. Deutschen Phys. Gesellschaft 9 (1907) S. 24.
18. **P. Debye,** Einige Resultate einer kinetischen Theorie der Isolatoren. Phys. Zeitschr. 13 (1912) S. 97.
19. **J. Dewar,** The specific volumes of oxygen and nitrogen vapour at the boiling point of oxygen. Proc. Roy. Soc. 69 (1902) S. 360.
20. **H. Kamerlingh Onnes** and **C. A. Crommelin,** Liquid-densities of hydrogen between the boiling point and the triple point; contraction of hydrogen on freezing. Comm. of Leiden No. 137 S. 3.

Einleitung.

Für die Abhängigkeit des Brechungsexponenten einer Substanz von ihrem Zustande bestehen drei Hauptformeln. Sie tragen der Beziehung zwischen dem Brechungsexponenten n und der variablen Dichte d einer gegebenen Substanz in folgender Weise Rechnung:

Die erste Formel

$$\text{(I)} \qquad \frac{n-1}{d} = \text{Const.}$$

haben zuerst Gladstone und Dale aus ihren Versuchen abgeleitet. Die zweite Formel

$$\text{(II)} \qquad \frac{n^2-1}{d} = \text{Const.}$$

stammt von Newton. Eine strengere Ableitung aus der Emanationstheorie gab ihr Laplace. Die dritte Formel

$$\text{(III)} \qquad \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{Const.}$$

wurde fast gleichzeitig von L. Lorenz in Kopenhagen und H. A. Lorentz in Leiden auf ganz verschiedenen Wegen gefunden. H. A. Lorentz leitete sie aus der elektromagnetischen Lichttheorie, L. Lorenz aus einer Annahme über die Ausbreitung der strahlenden Energie im Innern der Materie ab. Die experimentellen Ergebnisse haben bisher für Gase die Gültigkeit dieser drei Formeln innerhalb der Beobachtungsfehler erwiesen. Bei Änderung des Aggregatzustandes findet man, daß den Beobachtungen die Formel (I) gut, am besten aber die Formel (III) entspricht.

O. Wiener (1) hat in seiner Arbeit „Zur Theorie der Refraktionskonstanten“ [1]) die Grundlagen geprüft, auf denen die bisher allein theoretisch begründete Formel von Lorenz-Lorentz beruht. Hierbei findet er eine Größe u, die er die Formzahl u nennt, aus deren Größe sich gewisse Schlüsse auf die Gestalt der Molekeln der zu untersuchenden Substanz ziehen lassen.

Sind nämlich im besonderen Falle ε und d bezw. ε' und d' die Dielektrizitätskonstanten einer Substanz im gasförmigen bezw. im flüssigen Zustande, so nimmt nach Wiener die Lorenz-Lorentzsche Formel folgende Gestalt an:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + u} \cdot \frac{1}{\mathrm{d}} = \frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + u} \cdot \frac{1}{\mathrm{d}'} \; (= \mathrm{C})$$

oder

$$u = \frac{\varepsilon' \, \mathrm{d}' \, (\varepsilon - 1) - \varepsilon \, \mathrm{d} \, (\varepsilon' - 1)}{\mathrm{d} \, (\varepsilon' - 1) - \mathrm{d}' \, (\varepsilon - 1)} .$$

Die Formzahl u tritt also an die Stelle der ursprünglichen 2. $u = 2$ würde bedeuten, daß die Molekeln der betreffenden Substanz reine Kugelform besitzen, während $u > 2$ den Grad der Abweichung von der Kugelform erkennen lassen würde.

Da die Voraussetzungen der Theorie umsomehr erfüllt sind, je tiefer die Temperatur liegt, war es von Interesse, die Konstante u für tiefste Temperaturen zu bestimmen. Auf Anregung des Herrn Prof. O. Wiener unternahm es daher der Verfasser, die Dichte und den Brechungsexponenten des flüssigen Wasserstoffs auf einige Zehntel pro Mille genau zu bestimmen. Bei dieser Gelegenheit wurde auch der Brechungsexponent des flüssigen Stickstoffs in der gleichen Weise untersucht. Bei der verwendeten Methode wurden die Brechungsexponenten zwischen Gas und Flüssigkeit beobachtet. Zur Gewinnung des absoluten Brechungsexponenten wurden die Brechungsexponenten des Gases bis zur Temperatur des Siedepunktes extrapoliert. Aus diesem Grunde macht die rechnerische Verwendung der Ergebnisse am Schlusse dieser Arbeit noch keinen Anspruch auf unbedingte Gültigkeit, wenn man auch einige Schlüsse daraus ziehen kann.

[1]) s. auch seine Abhandlung: „Die Theorie des Mischkörpers“ S. 581.

Eine endgültige Verwertung werden die vorliegenden Ergebnisse erst finden können nach Abschluß einer Untersuchung über die Dichte und den Brechungsexponenten des gasförmigen Wasserstoffs und Stickstoffs beim Siedepunkte, die im hiesigen Institute im Gange ist.

I. Dichte des flüssigen Wasserstoffs.

Durch Messung des bei der Verdunstung von 10 ccm flüssigen H_2 erhaltenen Gases bestimmte Dewar (2) die Dichte des flüssigen H_2 beim Siedepunkte zu wenig höher als 0,07. Später schlug Dewar zur Bestimmung der Dichten von flüssigem H_2, flüssigem N_2 und flüssigem O_2 den umgekehrten Weg ein (3). Er brachte ein bestimmtes Gasvolumen zur Verflüssigung und berechnete aus dem Volumen von Gas und Flüssigkeit die Dichte der Flüssigkeit. Für flüssigen H_2 bestimmte er so die Dichte beim Siedepunkte zu 0,0700. Aus den experimentellen Daten Dewars berechnete Hannssen (4), daß ein Liter flüssiger H_2 bei 20,5° abs. 69,69216 g wiegt. Es ist überflüssig, darauf hinzuweisen, daß es wenig Wert hat, aus Dewars Ergebnissen die Dichten der Gase auf 7 Stellen genau zu berechnen.

Um die Dichte des flüssigen H_2 bis auf einige Zehntel pro Mille genau zu bestimmen, ging der Verfasser von der Auftriebsmethode aus, die er für die Verwendung flüssiger Gase ausgestaltete. Zunächst galt es, für den Senkkörper das geeignete Material auszuwählen. Wegen seines geringen Ausdehnungskoeffizienten erschien geschmolzener Quarz am geeignetsten. Später wurden auch noch Beobachtungen mit einem Senkkörper aus chemisch reinem Platin gemacht, das die Firma Heräus in Hanau freundlichst leihweise überließ. Es sei ihr auch an dieser Stelle nochmals bestens dafür gedankt. Der Senkkörper aus geschmolzenem Bergkristall ist massiv, zylindrisch und an den Enden abgerundet. Sein Volumen beträgt rund 23,3 ccm. Der Platinkörper ist eben-

falls zylindrisch und massiv, hat ein Volumen von rund 7,3 ccm und ist unten kegelförmig.

Der zur jeweiligen Auftriebsbestimmung verwendete Senkkörper ist mittels eines 0,1 mm starken platinierten Platindrahtes an einer analytischen Wage aufgehängt, die Wägungen bis 0,1 mg zuläßt.

Um alle die im folgenden erklärten Hilfsvorrichtungen sicher befestigen zu können und um eine bequeme Justierung der ganzen Anordnung zu ermöglichen, die den Senkkörper und den Aufhängedraht vor Berührungen mit irgendwelchen Apparatenteilen bewahrt, wurde für das Vakuumsgefäß ein Verschluß konstruiert, der vielleicht etwas schwer und umständlich erscheint, der sich aber sehr gut bewährt hat.

Figur I zeigt die Anordnung im Innern des Vakuumgefäßes A und seinen Verschluß mit den verschiedenen Hilfsvorrichtungen, während Figur II das Schema der gesamten Versuchsanordnung widergibt.

Das Vakuumgefäß A von 7 cm Durchmesser und 30 cm Höhe hat zwei unversilberte Streifen zum Durchschauen, durch die der Senkkörper B beobachtet werden kann. Es paßt mit der Verlängerung A' seines inneren Teiles in den oben erwähnten Verschluß C, der mit entsprechenden Abänderungen nach Art der von Dr. Lilienfeld (5) angegebenen Korkpackungen zur Verbindung doppelwandiger Rohre hergestellt ist. Der Kunstkorkzylinder D ist in das weite Metallrohr E eingezwängt und wird vermittels der Messingdeckel F_1 und F_2 mit Hilfe von Schrauben um die Hälfte seiner ursprünglichen Höhe zusammengepreßt. Der Verschluß ist mit einem eisernen Bande an einem mit Stellschrauben versehenen Stative befestigt. Nachdem alle Hilfsvorrichtungen, über die weiter unten noch zu sprechen ist, an dem Verschlusse befestigt sind, wird das Vakuumgefäß von unten in den Verschluß gesteckt und durch die Gummikappe G gasdicht mit diesem verbunden. Der Raum zwischen Gummikappe, Gefäß und Verschluß wird mit Watte ausgefüllt.

Eine Hauptschwierigkeit besteht nun darin, den flüssigen H_2 sauber und klar zu erhalten. Bei einer derartigen Wägung muß der Aufhängedraht des Senkkörpers ohne Berührung mit

anderen Apparatenteilen zur Wage geführt werden. Dabei ist es aber unvermeidlich, daß durch das Rohr *a* Luft in das Vakuumgefäß diffundiert und festgeworden den flüssigen H_2 trübt und sich auf dem Senkkörper festsetzt. Damit würde ein unberechenbarer Fehler in die Wägung eingehen. Diese Schwierigkeit wurde dadurch behoben, daß das Ende des Rohres *a* dauernd in Wasserstoffatmosphäre gehalten wurde. Folgende Anordnung machte dies möglich.

Über das Rohr *a* ist ein Becherglas *H* gestülpt, das den austretenden verdampften Wasserstoff zwingt, an seinem unteren Rande abzuziehen. Der leichte Wasserstoff wird sich zunächst oben im Becherglas ansammeln und so das Ende des Rohres *a* immer in Wasserstoffatmosphäre halten. Als vorteilhaft erwies es sich, außerdem noch mit einem Glasröhrchen gasförmigen H_2 in schwachem Strome unter das Becherglas zu leiten.

Der U-förmige Drahtbügel *J* greift um den unteren Rand des Becherglases herum und vermittelt die Aufhängung des Drahtes *b* an der Wagschale. Der auf *a* sitzende elektrische Ofen *K* erwärmt den abziehenden kalten H_2 so weit, daß er den Drahtbügel *J* nicht unter Zimmertemperatur abkühlt. Diese Anordnung ist nötig, weil sich auf dem Bügel durch Abkühlung sonst Wasser aus der umgebenden Luft kondensiert, wodurch die Wägungen unbrauchbar werden. Auf diese Weise gelingt es, den flüssigen H_2 im Vakuumgefäß dauernd klar zu halten.

Außer der Bohrung für das Vakuumgefäß und das Rohr *a* zur Durchführung des Aufhängedrahtes *b* besitzt der Verschluß noch einige Bohrungen für die folgenden Hilfsvorrichtungen.

Die Siedevorrichtung *c* nach Lilienfeld (5) dient zur Verhinderung von Siedeverzügen in dem flüssigen Gase, die in der Flüssigkeit Temperaturschwankungen hervorrufen und dadurch dem Senkkörper einen falschen Auftrieb erteilen würden. Diese Siedevorrichtung besteht aus einem doppelwandigen Rohre, in dem ein Kupferdraht bis auf den untersten Teil herabreicht. Er ist oben gasdicht eingeführt. Das doppelwandige Rohr verhindert, daß der Kupferdraht seine Wärme schon beim Eintritt in die Oberfläche des flüssigen Gases abgibt. Der Draht kommt erst an seinem unteren Ende mit der Flüssigkeit in Berührung

und verursacht so durch seine gute Wärmeleitung ein regelmäßiges Aufsteigen von Gasblasen.

Gegen Beunruhigung durch aufsteigende Blasen in der siedenden Flüssigkeit ist der Senkkörper durch das weite Glasrohr L geschützt. An der unteren Spitze hat es eine kleine Öffnung d, durch die die Flüssigkeit außen und innen kommuniziert. Aufsteigende Blasen werden durch den kleinen Glashelm e, der mit drei kleinen Zapfen angeschmolzen ist, verhindert, durch d an den Senkkörper zu gelangen, und steigen seitlich in die Höhe. Diese Vorrichtung ermöglicht es, den Senkkörper in dem siedenden flüssigen Gase aufzuhängen, ohne daß er durch aufsteigende Blasen gestört wird. In der Tat konnten im Innern von L und am Senkkörper keine Gasblasen beobachtet werden. Dieses Rohr L hängt mit den eingeschmolzenen Platindrähten f an den drei Glasstäben g. Durch Biegen der Platindrähte läßt sich nötigenfalls sehr bequem eine Berührung des Senkkörpers mit L vermeiden. Die Stellschrauben des Stativs dienen zur genaueren Einstellung des Ganzen. Kleine Beunruhigungen des Senkkörpers, die den Auftrieb um einige Zehntel Milligramm schwanken ließen, rührten wahrscheinlich von geringen Inhomogenitäten in dem flüssigen Gase her. Sehr erfolgreich wurde dagegen das Rohr L innen und außen mit dünner Kupfergaze bekleidet. Die gute Wärmeleitung des Kupfers verringerte ganz erheblich derartige Störungen, die auf geringe Temperaturschwankungen und Bildung von Schichten zurückzuführen sein dürften.

Bei den ersten Beobachtungen bestand das Rohr L nicht aus Glas, sondern aus Kupfer. Das hatte den Nachteil, daß der Senkkörper unsichtbar war. Es ist aber wichtig, ihn jederzeit beobachten zu können, sei es auf freie Aufhängung, sei es auf Anhaften von Gasblasen oder auf Festsetzen von gefrorener Luft. Die oben erwähnten kleinen Beunruhigungen des Senkkörpers konnten bei Verwendung des Kupferrohres nicht beobachtet werden.

Bei der geringen Verdampfungswärme des flüssigen H_2 muß das Innere des Gefäßes A vor dem Einfüllen des flüssigen Gases vorgekühlt werden, um möglichst mit der kostbaren Flüssigkeit zu sparen. Zu diesem Zwecke wird, nachdem der Senkkörper mit

Aufhängevorrichtung an der Wage austariert ist, *a* und die Einfüllvorrichtung (*l* und *m*) durch einen Stopfen verschlossen und gasförmiger H_2 aus einer Stahlflasche *M* (Figur II) durch eine Kupferspirale *N* eingeleitet, die in flüssige Luft taucht. Das auf die Temperatur der flüssigen Luft gekühlte Gas tritt nun durch das Rohr *h*, das durch Wattepackung vor Wärmezufuhr geschützt ist, in *A* ein, gibt seine Kälte ab und tritt durch *i* aus, da die übrigen Öffnungen bis auf das Abzugsrohr *i* geschlossen sind. Dabei zeigt ein an ein Galvanometer *Q* angeschlossenes Thermoelement *p* Konstantan-Eisen an, wie weit die Abkühlung vorgeschritten ist. Das Thermoelement ist vermittels des unten verblasenen Rohres *k* in *A* eingeführt. Diese Art der Vorkühlung hat den Vorteil, daß das Vakuumgefäß sehr gut mit gasförmigem H_2 durchspült wird und das flüssige Gas dann eine reine Wasserstoffatmosphäre vorfindet. Ist nun im Innern die Temperatur der flüssigen Luft nahezu erreicht, so wird das doppelwandige Einfüllrohr *l* vermittels der Korkpackung *m* (Lilienfeld (5)) und eines kurzen Gummischlauches an den doppelwandigen Heber *n* der Vorratsflasche *O* angeschlossen und flüssiges H_2 eingeleitet. Dabei wird mit dem Gummiball *o* gasförmiger H_2 durch ein U-förmiges Trockenrohr (auf der Zeichnung II nicht angegeben) aus dem kleinen Gasometer *P* angesaugt und in die Vorratsflasche *O* gepreßt (Figur II). Auf diese Weise wird flüssiger H_2 in das Vakuumgefäß gehebert, bis der Senkkörper 3—4 cm hoch mit Flüssigkeit bedeckt ist.

Dann wird die Einfüllung von flüssigem H_2 unterbrochen, der Stopfen bei *a* entfernt, das Becherglas über die Öffnung *a* gestülpt und das Abzugsrohr *i* geschlossen. Der elektrische Ofen *K* war schon während der Vorkühlung in Betrieb gesetzt.

Nun wird durch Auflegen von Gewichten auf die Wagschale, an der der Senkkörper hängt, die Wage wieder zum Einspielen gebracht. Scheel (6) fand, daß das Quarzglas sich bei Abkühlung bis zur Temperatur des flüssigen H_2 ausdehnt. Der Auftrieb des Senkkörpers im flüssigen H_2 ist deshalb gleich den aufgelegten Gewichten, vermindert um den Auftrieb des Aufhängedrahtes und vermindert um den Auftrieb, den der Körper durch Volumenzunahme bei der Abkühlung zu viel erleidet. Zur Be-

stimmung dieser Korrektion genügt das rohe unkorrigierte spezifische Gewicht des flüssigen H_2 0,07.

Scheel und Heuse (6) bestimmten die Ausdehnung von geschmolzenem Quarz zwischen — 252,5° und + 16°. Nach ihren Beobachtungen beträgt der mittlere kubische Ausdehnungskoeffizient des Quarzglases zwischen — 252,5° und + 16°

$$3\beta = -7{,}97 \cdot 10^{-7}.$$

Die Bestimmung des Auftriebes von chemisch reinem Platin in flüssigem H_2 wurde ausgeführt, weil später auch die Ausdehnung des Platins bei — 252,5° untersucht werden soll. Es besteht also späterhin die Möglichkeit, die Dichte des flüssigen H_2 noch mit dem Auftrieb des Platins zu berechnen. Jetzt sei nur mitgeteilt, daß der Platinkörper im Wasser von 16° einen Auftrieb von 7,3314 g und im flüssigen H_2 einen solchen von 0,5123 g erlitt. Nimmt man die Ausdehnung des Quarzglases als gegeben an und berechnet man hiernach die Ausdehnung des Platins bei — 252,5°, so bekommt man die gleiche Größenordnung, wie sie Scheel und Heuse (7) für die Ausdehnung des Platins zwischen — 190° und + 16° finden. Es hat jedoch keinen Zweck, die Rechnung hier durchzuführen, weil die Ausdehnung des Platins noch nicht sicher bekannt ist. Der reduzierte Barometerstand bei der Beobachtung mit Platin betrug 750,72 mm, der Fehler der Wägung zwei Einheiten der letzten Stelle.

Die Temperatur des siedenden Wasserstoffes bei 745,52 mm [1]) Druck berechnet sich nach der von Dewar (8) angegebenen Dampfdruckformel

$$\log^{10} p = 5{,}5038 - \frac{53{,}13}{T}$$

zu 20,19° absolut.

Die Beobachtungen mit dem Quarzkörper wurden mehrere Male wiederholt. Dabei war der reduzierte Barometerstand nur um einige Millimeter verschieden. Dementsprechend wurde auch ein etwas verschiedener Auftrieb im flüssigen H_2 gefunden. Die

[1]) Der Druck von 745,52 mm herrschte bei der Bestimmung des Brechungsexponenten des flüssigen H_2. Deshalb wurde er auch hier zugrunde gelegt; die beobachteten Dichten wurden dann auf diesen Druck reduziert.

Unterschiede sind jedoch von der Größenordnung der Fehler; sie lassen also einen Schluß auf die Ausdehnung des flüssigen H_2 beim Siedepunkt nicht zu. Das wäre erst bei einem um mehrere Zentimeter verschiedenen Barometerstande möglich. Es liegt aber in der Natur der Sache, daß bei einem geeigneten Barometerstande nicht gerade flüssiger H_2 zur Verfügung steht. Die Rechnung wurde deshalb derart durchgeführt, daß aus den jeweiligen Auftriebsbestimmungen die Dichte des flüssigen H_2 berechnet wurde. Dies ging so vor sich. Als Beispiel sei die Dichtebestimmung bei $b = 749{,}43$ mm angeführt. Der Quarzkörper erfuhr im flüssigen H_2 einen Gewichtsverlust von

$$1{,}6342 \text{ g}.$$

Dieser Auftrieb ist zu groß um den Auftrieb des Aufhängedrahtes. Dieser war 0,1 mm dick und mit 40 mm seiner Länge im Wasserstoff. Der Auftrieb des Drahtes beträgt also

$$\pi r^2 \cdot l \cdot s = \pi \left(\frac{0{,}1}{2}\right)^2 \cdot 40 \cdot 0{,}07, \text{ wo } r = \frac{0{,}1}{2};\ l = 40;\ s = 0{,}07$$

$$\text{oder } \pi r^2 \cdot l \cdot s = 0{,}022 \text{ mg}.$$

Ferner ist der Auftrieb zu groß um den Auftrieb der Volumenzunahme des Senkkörpers infolge der Abkühlung um $+16 - (-252{,}5) = 268{,}5^0 = -t$.

Das Volumen des Senkkörpers betrug rund

$$v = 23{,}3 \text{ cm}.$$

Die Volumenzunahme beträgt also

$$\Delta = v \cdot 3 \cdot \beta \cdot t$$
$$\Delta = 23{,}3 \cdot (-7{,}97 \cdot 10^{-7}) \cdot (-268{,}5)$$
$$\text{oder } \Delta = 4{,}99 \text{ mm}^3.$$

Das ergibt einen Auftrieb von

$$\Delta \cdot s = 4{,}99 \cdot 0{,}07 = 0{,}349 \text{ mg}.$$

Von dem beobachteten Auftrieb des Quarzkörpers müssen also abgezogen werden

$$\begin{array}{r} 0{,}022 \text{ mg} \\ +\ 0{,}349 \text{ „} \\ \hline 0{,}371 \text{ mg} \end{array}$$

oder rund 0,4 mg.

Wir erhalten schließlich den Auftrieb

$$m = 1{,}6342 - 0{,}0004 = 1{,}6238\,g.$$

Der Luftdruck beim Versuch betrug 749,43 mm, die Lufttemperatur 21,0° C.

Im Wasser von + 16° betrug der Auftrieb des Senkkörpers

$$w = 23{,}3101\,g,$$

die Dichte des Wassers von + 16° ist

$$Q = 0{,}998\,97_0,$$

die Dichte der Luft

$$\lambda = 0{,}001\,184.$$

Dann ergibt sich die Dichte des flüssigen H_2 bei b = 749,43 m

$$d_f = \frac{m}{w} \cdot (Q - \lambda) + \lambda$$

$$d_f = 0{,}07112.$$

So wurden die folgenden Werte gefunden:

b	t aus b	d_f (beob.)	d_f für — 252,81°
753,02	— 252,77	0,070 87	0,070 91
754,38	— 252,77	0,070 91	0,070 95
749,43	— 252,79	0,071 12	0,071 14
750,35	— 252,79	0,071 15	0,071 17
			Mittel 0,071 104

Dewar (3) bestimmte die Dichte des flüssigen Wasserstoffs bei verschiedenen Drucken. Er fand bei 760 mm d = 0,0700 und bei 76 mm d = 0,0755. Diesen Drucken entsprechen nach der oben angeführten Dampfdruckformel die Temperaturen — 252,5° C und — 258,3° C. Für eine Temperaturerniedrigung von 1° findet er also eine Zunahme der Dichte um $9 \cdot 10^{-4}$. Nach den vorliegenden Beobachtungen müßte aber die Zunahme der Dichte bei 1° Temperaturerniedrigung größer sein. Der Temperaturunterschied bei den einzelnen Beobachtungen ist aber zu klein, als daß man einen Schluß auf die Temperaturabhängigkeit der Dichte ziehen könnte. Die beobachteten Dichteunterschiede dürften daher zum Teil auf eine ungleichförmige Temperatur des flüssigen Wasserstoffs zurückzuführen sein.

Nun herrschte bei der weiterhin beschriebenen Bestimmung des Brechungsexponenten des flüssigen Wasserstoffs ein Druck von 745,52 mm, dem eine Temperatur von — 252,81 ° C entspricht. Deshalb wurden die beobachteten Dichten nach der von Dewar gefundenen Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur für — 252,52 ° C berechnet und aus diesen Werten das Mittel genommen (letzte Spalte der vorstehenden Tabelle). So ergibt sich der Mittelwert

$$d_f = 0{,}071\,04 \text{ bei } 745{,}52 \text{ mm und } -252{,}81\,^{\circ}\text{C}$$

mit einem mittleren Fehler von sechs Einheiten der letzten Stelle.[1])

II. Brechungsexponenten und Dispersion des flüssigen Wasserstoffs und Stickstoffs.[2])

a) Wasserstoff. Den Brechungsexponenten des flüssigen H_2 bestimmte Dewar (9) im Jahre 1901, indem er den relativen Unterschied der Brennweite eines kugelförmigen Vakuumgefäßes maß, das er nacheinander mit Wasser, flüssigem Sauerstoff und flüssigem Wasserstoff füllte. Er erhielt den Wert 1,12.

Zur Bestimmung des Brechungsexponenten von flüssiger Luft und flüssigem Stickstoff verwendeten 1892 K. Olscewsky und A. Witkowsky (10) und 1893 Liveing und Dewar (11) die von E. Wiedemann (12) angegebene Methode der Totalreflexion.

---

[1]) Auf anderem Wege bestimmten kürzlich H. Kamerlingh Onnes und C. A. Crommelin (20) die Dichte des flüssigen Wasserstoffs. Aus ihren Beobachtungen stellten sie für die Dichte des flüssigen H_2 folgende Formel auf:

$$d = a + b \cdot T + c T^2,$$

wo $a = +0{,}084\,404$; $b = -0{,}000\,2230$; $c = -0{,}000\,021\,83$ und T die absolute Temperatur bedeutet. Hiernach berechnet sich die Dichte bei — 252,81 ° C zu

$$d' = 0{,}071\,00.$$

Hiermit stimmt die von mir gefundene Dichte auf vier Einheiten der letzten Stelle überein, während der Fehler sechs Einheiten der letzten Stelle beträgt. Die Abweichung ist also kleiner als der Fehler. Mit Rücksicht auf die ganz verschiedene Beobachtungsweise ist dies ein recht erfreuliches Ergebnis.

[2]) Mit Abänderungen und Erweiterungen aus den Berichten der Math.-Phys. Klasse der Kgl. Sächs. Gesellsch. der Wissenschaften zu Leipzig, Sitzung vom 21. Juli 1913.

Um den Brechungsexponenten und die Dispersion des flüssigen H_2 bis auf einige Zehntel pro Mille genau zu bestimmen, wurde vom Verfasser diese Methode weiter ausgebaut.

Während der Drucklegung der Ergebnisse des Verfassers über die Dispersion des flüssigen H_2 in den Berichten der Mathematisch-Physikalischen Klasse der Kgl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig erschien in Heft 13 der Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, ausgegeben am 25. Juli des Jahres, als Mitteilung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt eine Arbeit von W. Meißner (13) „Über das Lichtbrechungsvermögen des flüssigen H_2".

Herr Meißner verwendet ebenfalls die Methode der Totalreflexion. Er erreicht jedoch nur eine Genauigkeit von 2 pro Mille von n oder, was dasselbe ist, von 2 % von n — 1. Er findet für

λ	n
656 $\mu\mu$	1,1098
589 $\mu\mu$	1,1096
491 $\mu\mu$	1,1101

Die Unterschiede, die er an den Brechungsexponenten bei den drei Wellenlängen beobachtet, sind von gleicher Größenordnung wie die Fehler; sie lassen einen sicheren Schluß auf die Dispersion des flüssigen H_2 nicht zu. Er verwendet als Lichtquelle eine Tantalbandlampe, also kontinuierliches Licht. „Das divergierende Lichtbündel fällt auf das mit Wasserstoff gefüllte Dewargefäß, tritt parallel durch die durch einen Gasraum getrennten Plättchen hindurch und als konvergierendes Bündel aus dem Gefäß heraus bis zum Spalt eines Spektrometers. Die Plättchen werden so lange gedreht, bis die zu untersuchende Farbe im Spektrometer zufolge der Totalreflexion an der Gasschicht zwischen den beiden Plättchen ausgelöscht ist."

Ein wesentlicher Unterschied in der Anordnung des Verfassers besteht nun darin, daß er von vornherein Licht bestimmter Wellenlänge verwendet und dann mit einem Fernrohre mit Gaußschem Okular die Grenzlinie hell-dunkel beobachtet. Praktisch ist dies jedenfalls von großem Vorteil. Denn durch

das Gaußsche Okular läßt sich die Gasplatte, wie die mit einem Gaszwischenraum aufeinander gekitteten Glasplatten kurz genannt werden sollen, viel genauer justieren. Dann ist es auch sicherer, die Grenzlinie hell-dunkel, wenn sie durch aufsteigende Gasblasen etwas verwaschen erscheint, mit einem Fadenkreuz einzustellen, als im Gesichtsfelde eines Spektrometers den Eintritt von Dunkelheit festzustellen, zumal wenn, wie es bei einem Vakuumgefäß ohne Planfenster unvermeidlich ist, die austretenden Strahlen Verzerrungen erleiden, welche die Schärfe der Trennungslinie abermals ungünstig beeinflussen.

Im folgenden soll nun die vom Verfasser verwendete Versuchsanordnung näher beschrieben und, soweit nötig, die Anordnung von W. Meißner zum Vergleich herangezogen werden. Die planparallele Gasplatte *a* (Figur III), an der die Totalreflexion statthat, wurde nach den Angaben von Liveing und Dewar (12) hergestellt. Sie besteht aus zwei sehr genau planparallel geschliffenen Glasplatten von der Größe $25 \times 30 \times 3$ mm, die durch ein mit Eiweiß getränktes Stück dünnen Kopierpapieres, welches in der Mitte ausgeschnitten ist, aufeinander gekittet sind. Diese Kittung wurde so durchgeführt, daß das Kopierpapier nicht zu stark mit Eiweiß getränkt ist. Dadurch wird erreicht, daß das Kopierpapier nicht in seiner ganzen Ausdehnung fest an der Glasplatte haftet, sondern daß zwischen Stellen, an denen optischer Kontakt stattfindet, wieder solche sich befinden, die als kapillare Zwischenräume anzusprechen sind. Eine Untersuchung der auf diese Weise aufeinander gekitteten Platten im reflektierten Licht zeigt dies sehr deutlich. Wiederholte Versuche ergaben, daß eine solche Gasplatte wohl flüssigkeitsdicht, aber nicht gasdicht ist. Es ist also sicher, daß während des Versuches im Innern der Gasplatte Atmosphärendruck herrscht. Deshalb machte sich auch die Anbringung einer Kugel, wie sie W. Meißner zur Vermeidung dieser Schwierigkeit recht zweckmäßig bei seiner Gasplatte verwendet, überflüssig. Im übrigen bemerkt W. Meißner, „daß die Anbringung der Kugel nicht unbedingt notwendig ist, da der zwischen die Blättchen dringende flüssige Wasserstoff an den noch nicht abgekühlten Innenwandungen verdampft“. Das gilt auch für die hier verwendete Gasplatte.

Diese Gasplatte steckt in einem dünnen Kupferrahmen *b*, der an einem Glasstabe *c* befestigt ist. Dieser ist 8,5 mm dick und wird von einem horizontalen Teilkreis *A* getragen, mit dem man mit Schätzen auf 10 Sekunden genau ablesen kann. Mit den Schrauben *d* wird der Glasstab genau in die Drehachse des Teilkreises gebracht, während die Gasplatte mit Hilfe der Schraube *e* und des mit einem Gaußschen Okular versehenen Fernrohres *B* senkrecht zu diesem und parallel zur Drehungsachse eingestellt wird. Dann wird vorsichtig das Vakuumgefäß *C* von unten über die Gasplatte geschoben. Auf diese Weise ist eine sehr genaue Justierung möglich, die jederzeit kontrolliert werden kann, ohne daß an dem Aufbau etwas geändert werden müßte.

Besonderes Augenmerk wurde auf die Herstellung des eben erwähnten Vakuumgefäßes *C* gerichtet. Es besitzt am inneren und äußeren Teile je ein planparalleles Fenster von 30 mm Durchmesser und 3 mm Dicke, die von K. Zeiß nach einem von Dr. Hans Lehmann gefundenen Verfahren angeschmolzen sind (*f* und *g*). Das äußere Planfenster sitzt an einem 10 cm langen Rohr, um zu verhindern, daß das Planfenster sich abkühlt und mit Feuchtigkeit beschlägt. Die Planfenster und die ihnen gegenüberliegenden Teile der inneren und äußeren Glaswandung sind unversilbert. Die Herstellung des Gefäßes ging wie folgt vor sich. Zunächst wurden bei K. Zeiß an den inneren Teil und an den äußeren Rohransatz je ein Planfenster angeschmolzen, dann setzte Glasbläser Preßler in Leipzig daraus das doppelwandige Gefäß zusammen, das dann bei Burger in Berlin versilbert und evakuiert wurde. Durch Verwendung eines solchen Vakuumgefäßes mit Planfenstern wird erreicht, daß die Lichtstrahlen ohne Verzerrungen infolge von Unebenheiten der Glaswand aus dem Vakuumgefäß austreten. In dem auf Unendlich eingestellten Fernrohre ist deshalb jederzeit eine gerade scharfe Trennungslinie hell-dunkel zu sehen, sobald die Gasplatte in der Stellung der Totalreflexion sich befindet. Die Planfenster lassen es auch zu, die Justierung der Gasplatte jederzeit mit dem Gaußschen Okular nachzuprüfen, sei es vor, während oder nach der Versuchsreihe.

Der Glasstab trägt fest verbunden die Glasglocke *D*; da-

durch wird erreicht, daß die Öffnung des Vakuumgefäßes immer in Wasserstoffatmosphäre gehalten wird. Sie dient also dem gleichen Zwecke wie bei der Dichtebestimmung das Becherglas *H*, welches über das Rohr *a* (Figur I) gestülpt ist. Auch hier wird der verdampfende Wasserstoff gezwungen, am unteren Ende der Glasglocke abzuziehen. Ebenso wurde hier wie bei der Dichtebestimmung außerdem noch mit einem Glasröhrchen gasförmiger Wasserstoff in schwachem Strome unter die Glasglocke geleitet.

Das doppelwandige Rohr *h* greift unter die Glasglocke und führt ins Innere des Gefäßes. Es kann mit einer Korkpackung *i* an den doppelwandigen Heber *k* der Vorratsflasche angeschlossen werden.

Durch die Verwendung der Glasglocke als Verschluß des Vakuumgefäßes und der doppelwandigen Einfüllvorrichtung, die auch zur Vorkühlung benutzt wird, kann man das Gefäß vorkühlen, flüssigen Wasserstoff einfüllen und nach Bedarf während des Versuches nachfüllen, ohne an der Justierung etwas zu ändern.

Bevor man jedoch flüssigen Wasserstoff einfüllt, muß das Gefäß sehr vorsichtig und langsam vorgekühlt werden, da das innere angeschmolzene Planfenster sonst sehr leicht zerspringt. Zu diesem Zwecke wird wieder Wasserstoff aus einer Stahlflasche durch eine Kupferspirale geleitet, die in flüssige Luft taucht und durch die Korkpackung *i* an das doppelwandige Rohr *h* angeschlossen ist. Dieser auf die Temperatur der flüssigen Luft gekühlte Wasserstoff tritt nun in das Vakuumgefäß ein und kühlt dieses nicht nur ab, sondern verdrängt auch im Verlaufe der Abkühlung, die ungefähr eine Stunde dauert, die Luft aus der Gasplatte. Der Verlauf der Kühlung wird auch hier mit einem Thermoelement Konstantan-Eisen beobachtet. Ist die Temperatur der flüssigen Luft im Vakuumgefäß nahezu erreicht, so wird die Kupferspirale von der Korkpackung entfernt und an ihrer Stelle der doppelwandige Heber der Vorratsflasche angeschlossen. Dann wird mit einem Gummiball gasförmiger Wasserstoff aus einem kleinen Gasometer durch ein U-förmiges Trockenrohr angesaugt und in die Vorratsflasche gepreßt, bis das Gefäß mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Es muß nur darauf ge-

achtet werden, daß bei weitem langsamer und vorsichtiger eingefüllt wird als bei der Dichtebestimmung, weil das Planfenster immerhin noch einen Temperaturunterschied von rund 70° zu überwinden hat.

Als Lichtquelle diente eine Quecksilberamalgam-Quarzlampe von Heräus und eine für Längsdurchsicht geeignete Wasserstoffröhre. Zwecks Regulierung der Helligkeit im Gesichtsfelde des Fernrohres und um das Licht parallel aus dem Vakuumgefäß treten zu lassen, war zwischen Lichtquelle und Vakuumgefäß in dessen Brennlinie ein breiter verstellbarer Spalt aufgestellt.

Der Teilkreis, das Einfüllrohr, das Vakuumgefäß und das Fernrohr waren an einem schweren eisernen Stativ befestigt, das eine Verrückung der einzelnen Teile des Aufbaues gegeneinander nicht zuließ.

Beobachtet wurde der doppelte Winkel der Totalreflexion an der Gasplatte. Das Fadenkreuz ließ sich sehr bequem auf die Grenzlinie hell-dunkel einstellen. Die Beobachtungen fanden auch in den um 180° gedrehten Stellungen der Gasplatte statt. Es wurden die Brechungsexponenten zwischen flüssigem und gasförmigem Wasserstoff bestimmt.

Auf die Verwendung eines doppelwandigen Siederohres konnte hier verzichtet werden, da jederzeit ein lebhaftes Sieden beobachtet werden konnte. Im Verhältnis zu der geringen Größe des inneren Gefäßes ist nämlich ein so großer Teil der Glaswandung unversilbert, daß durch Wärmestrahlung dem flüssigen Wasserstoff genügend Wärme zugeführt wird.

Die gesamte Anordnung wurde mehrere Male mit gewöhnlichem destillierten Wasser durchprobiert, und zwar derart, daß zwischen den einzelnen Beobachtungsreihen des doppelten Winkels der Totalreflexion die ganze Anordnung auseinandergenommen und von neuem zusammengesetzt und justiert wurde. Dabei ergab sich, daß die Beobachtungen innerhalb der Fehlergrenze reproduzierbar waren. In gleicher Weise wurden die Beobachtungen für flüssigen Wasserstoff wiederholt. Der mittlere Fehler von $n-1$ beträgt 0,2 pro Mille.

Folgende Lichtfilter für die einzelnen Wellenlängen wurden verwendet: Für Wasserstoff rot $\lambda = 656{,}3\,\mu\mu$ und Quecksilber

gelb $\lambda = 579{,}0\ \mu\mu$ gesättigte Kaliumbichromatlösung; für Hg grün $\lambda = 546{,}1\ \mu\mu$ Kaliumchromat und Didymiumchlorid; für Hg blau $\lambda = 435{,}9\ \mu\mu$ Kupferoxydammoniak und für Hg violett $\lambda = 404{,}7\ \mu\mu$ Jod in Tetrachlorkohlenstoff.

Diese Filter löschten die unerwünschten Wellenlängen sehr gut aus, bezw. sie schwächten sie so stark, daß im Fernrohre praktisch nur die für die gewünschte Wellenlänge auftretende Trennungslinie hell-dunkel sichtbar war.

Der auf 0° reduzierte Barometerstand während der Beobachtungen betrug 745,52 mm. Hieraus berechnet sich nach der von Dewar (8) angegebenen Dampfdruckformel:

$$\log^{10} p = 5{,}5038 - \frac{53{,}13}{T}$$

die Temperatur des siedenden Wasserstoffes zu 20,19° absolut oder —252,81° C.

In der folgenden Tabelle sind zunächst die beobachteten doppelten Winkel der Totalreflexion angegeben. Sie sind bereits Mittelwerte aus den um 180° verschiedenen Beobachtungen. Dann folgen ihre Mittelwerte 2α und α. α besitzt einen mittleren Fehler von $\pm 10''$. n'_f ist der sich aus α ergebende Brechungsexponent. Der Fehler von $n_f' - 1$ beträgt 0,2 pro Mille.

λ	656,3	579,0	546,1	435,9	404,7
	128° 43′ 30″ 43′ 40″ 42′ 50″ 42′ 30″ 43′ 40″	128° 36′ 30″ 36′ 50″ 36′ 45″ 36′ 50″	128° 33′ 0″ 33′ 10″ 32′ 40″ 33′ 0″	128° 10′ 35″ 10′ 35″ 10′ 10″	128° 0′ 35″ 127° 59′ 25″ 127° 59′ 10″
2α	128° 43′ 14″	128° 36′ 44″	128° 32′ 58″	128° 10′ 27″	127° 59′ 43″
α	64° 21′ 37″	64° 18′ 22″	64° 16′ 29″	64° 5′ 13″	63° 59′ 51″
n_f'	1,10924	1,10974	1,11003	1,11179	1,11262

Den Verlauf der Dispersion des flüssigen Wasserstoffs zeigt die erste Kurve; als Abszissen sind Wellenlängen, als Ordinanten die Brechungsexponenten aufgetragen, und zwar in übertrieben großem Maßstabe, um die Krümmung der Dispersionskurve besser

hervortreten zu lassen (2 mm entsprechen einer Einheit der vierten Dezimale).[1])

b) Stickstoff. An Beobachtungen über den Brechungsexponenten des flüssigen Stickstoffs liegt bisher nur eine Untersuchung von Liveing und Dewar (11) vor. Sie verwendeten Stickstoff, der mit 5 % Sauerstoff verunreinigt war. Mittels der Methode der Totalreflexion fanden sie für Natriumlicht n = 1,2053.

Der Verfasser unternahm es nun, die Dispersion des reinen flüssigen Stickstoffs in der gleichen Weise wie die des flüssigen Wasserstoffes zu untersuchen. In Stahlflaschen käuflicher Stickstoff kam hierfür nicht in Frage, weil dieser noch mit einigen Prozent Verunreinigungen behaftet ist. Ein Prozent kommt allein auf Argon, das sich vom Stickstoff nicht trennen läßt. Es galt also, den Stickstoff möglichst rein in größeren Mengen chemisch darzustellen. Zu diesem Zwecke wurde die von K. T. Fischer und H. Alt (14 u. 15) nach den Angaben von Knorre (16) abgeänderte Methode verwendet.

Eine Lösung von 414 g Natriumnitrit, 480 g Ammoniumsulfat und 420 g neutr. Kaliumchromat in 3 l Wasser wird in einem 5 l fassenden Kolben aus Jenaer Glas im Sandbade erhitzt. Durch den Zusatz von Kaliumchromat wird die Stickstoffentwicklung stark verzögert, so daß sie mit dem Bunsenbrenner sehr bequem reguliert werden kann und fast ohne Aufsicht vor sich geht. Der Entwicklungskolben ist mit einem Gummistopfen verschlossen, welcher drei Durchbohrungen besitzt, durch welche die folgenden drei Röhren gehen. Das Rohr 1 leitet das sich entwickelnde Gas fort; 2 reicht bis auf den Boden des Kolbens und dient zum Ablassen der verbrauchten und Einfüllen der frischen Lösung; 3 schließlich führt zu einem aus einer gefärbten Wassersäule bestehenden Manometer, das zugleich als Sicherheitsventil dient.

[1]) Die Übereinstimmung meiner Werte mit denen des Herrn Meißner zeigen die drei umrandeten Punkte, die den von ihm gefundenen Brechungsexponenten entsprechen.

Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn cand. phys. Hofmann für die Übernahme der Ablesungen am Teilkreise bestens zu danken. Dadurch erst konnte die Genauigkeit der Methode voll ausgenutzt werden was bei nur einem Beobachter nicht möglich ist.

Aus dem Entwicklungskolben tritt das Gas zunächst zwecks Abkühlung und Ausscheidung der größten Mengen von Wasser und Ammoniak durch drei Kolben, welche in einem Gefäß mit kaltem Wasser sich befinden. Von Zeit zu Zeit wird die sich in dem Kolben niederschlagende Flüssigkeit durch bis auf ihren Boden reichende Rohre herausgedrückt. Hierzu genügt der in der Gasleitung vorhandene Druck. Dann tritt das Gas durch drei mit Chromsäure beschickte Spiralwaschflaschen, welche das Gas von Stickoxyd und Ammoniak befreien. Das Bedenken, daß die Chromsäurelösung das Stickoxyd nicht gerade sehr schnell absorbiert, wird durch die Verwendung von drei hintereinander geschalteten Spiralwaschflaschen hinfällig. Nach dem Durchtritt des Gases konnten auch bei schnellerem Durchgehen mit der sehr empfindlichen Geruchsprobe Verunreinigungen durch Stickoxyd und Ammoniak nicht mehr nachgewiesen werden. Aus den Waschflaschen tritt das Gas in einen ca. 420 l fassenden Zinkblechgasometer. In den Weg der Gasleitung sind vor den Waschflaschen und vor dem Gasometer je ein Dreiweghahn eingeschaltet, um zur Verdrängung der in der Leitung befindlichen Luft die ersten Mengen des sich entwickelnden Stickstoffs ins Freie leiten zu können. Die endgültige Reinigung des Stickstoffs findet erst kurz vor der Verflüssigung statt.

Hierfür wird das Gas über ein 60 cm langes und 3 cm dickes Rohr, das mit Phosphorpentoxyd beschickt ist, geleitet und tritt dann in zwei hintereinander geschaltete Verbrennungsröhren von je 75 cm Länge, die je zur Hälfte mit feiner Kupfergaze und mit Klavierstahldrahtstückchen beschickt sind. Und zwar geht das Gas in jeder Röhre zuerst über das Kupfer, dann werden nach Passieren einer Kühlschlange in zwei Ausfriergefäßen nach Fischer, die in flüssige Luft tauchen, die letzten Spuren von Feuchtigkeit und kondensierbaren Verunreinigungen ausgefroren. Von hier aus geht das Gas direkt zu dem Verflüssigungsapparat, wie ihn Fischer und Alt beschreiben. Dieser besteht aus einem Kolben, der sich unten auf 7 ccm Durchmesser erweitert und ca. 500 ccm Inhalt hat. Er ist mit einem Gummistopfen in ein doppelwandiges Gefäß eingesetzt, in dem flüssige Luft unter vermindertem Druck sich befindet. Als Luftpumpe standen

hierfür zwei hintereinander geschaltete Siemensche Kapselpumpen zur Verfügung, mit denen während der Verflüssigung des Stickstoffs sehr leicht ein Druck von 50 mm Quecksilbersäule über der flüssigen Luft aufrechterhalten werden konnte. Der Kolben ist mit einem Gummistopfen verschlossen, welcher drei Durchbohrungen besitzt. In der einen steckt der durch einen verschlossenen Gummischlauch abgedichtete doppelwandige Heber, in der anderen das Rohr, durch welches der gasförmige Stickstoff zur Verflüssigung eintritt, und in der dritten ein kurzes gebogenes Rohr, das durch einen Gummischlauch mit Quetschhahn verschlossen ist. Die flüssige Luft kühlt sich in dem doppelwandigen Gefäß bei der Druckerniedrigung so weit ab, daß sich der in den Kolben einströmende Stickstoff verflüssigt. Auf diese Weise gelingt es, in ungefähr 1 Stunde 250 ccm flüssigen Stickstoff zu gewinnen. Trotz des raschen Strömens durch die Verbrennungsröhren zeigte sich auch nach längerem Betriebe die zweite Verbrennungsröhre nur wenig angegriffen. Wenn genügend Stickstoff verflüssigt ist, wird die flüssige Luft wieder dem Atmosphärendruck ausgesetzt und dem ganzen Zeit gelassen, die Siedetemperatur bei Atmosphärendruck anzunehmen.

Inzwischen wird das doppelwandige Gefäß, in dem die Gasplatte sich befindet, in der gleichen Weise wie bei der Untersuchung mit flüssigem Wasserstoff vorgekühlt. Dann wird die Kupferspirale entfernt, an ihrer Stelle der doppelwandige Heber des Verflüssigungsapparates angeschlossen und trockener gasförmiger Stickstoff in den Verflüssigungskolben gepreßt, bis das Gefäß mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. Dann gehen die Beobachtungen des doppelten Winkels der Totalreflexion gerade so vor sich wie beim flüssigen Wasserstoff. Auch hier empfiehlt es sich, gasförmigen Stickstoff in schwachem Strome unter die Glasglocke *D* zu leiten.

Als Lichtquelle diente wieder die schon erwähnte Quecksilberlampe und die Wasserstoffröhre; ebenso wurden die gleichen Lichtfilter verwendet. Die Temperatur des flüssigen Stickstoffs berechnet sich nach der von Fischer und Alt (14) gefundenen Abhängigkeit des Siedepunktes vom Druck (s. nachstehende Tabelle) zu $-195{,}8^{0}$ bei 745,12 mm. Hiermit stimmt die aus

Druck in mm Hg	t in C
714,6	$-196{,}17_6$
700	$-196{,}34_5$
650	−196,94
600	−197,58
550	−198,25
500	−198,98
450	−199,77
400	−200,62
usw.	

der von Dewar (8) angegebenen Dampfdruckformel

$$\log^{10} p = 6{,}6462 - \frac{292}{T}$$

berechnete Temperatur von −195,63° auf 0,2° überein. In der folgenden Tabelle sind ebenso wie beim Wasserstoff die beobachteten doppelten Winkel der Totalreflexion, ihre Mittelwerte 2α und α sowie die sich ergebenden Brechungsexponenten n_f' angegeben. Der mittlere Fehler beträgt ebenfalls $\pm$ 10″ von α und 0,2 ‰ von $n_f' - 1$.

λ	656,3	579,0	546,1	435,9	404,7
	113° 17′ 50″ 17′ 45″ 18′ 0″	113° 15′ 25″ 15′ 5′ 15′ 20′	113° 11′ 20″ 11′ 30″ 11′ 30″	112° 52′ 20″ 52′ 20″ 52′ 20″	112° 42° 0″ 42° 20″ 43° 0″
2α	113° 17′ 52″	113° 15′ 17″	113° 11′ 27″	112° 52′ 20″	112° 42′ 27″
α	56° 38′ 56″	56° 37′ 38″	56° 35′ 44″	56° 26′ 10″	56° 21′ 13″
n_f'	1,19715	1,19746	1,19788	1,20010	1,20125

Den Verlauf der Dispersion zeigt die zweite Kurve. Als Abszissen sind Wellenlängen, als Ordinaten Brechungsexponenten aufgetragen, und zwar im gleichen übertrieben großen Maßstabe wie beim flüssigen Wasserstoff.

III. Berechnung der absoluten Werte der Brechungsexponenten und der Formkonstanten der Molekeln.

a) Wasserstoff. Wenn auch das Hauptgewicht dieser Arbeit in ihrem experimentellen Teile liegt und die endgültige theoretische Verwertung der vorliegenden Ergebnisse erst erfolgen kann, wenn die Dichte und die Dispersion des gasförmigen Wasserstoffs und Stickstoffs bei ihren Siedepunkten bekannt sind, so dürfte es doch von Interesse sein zu untersuchen, was die

bisher vorliegenden Ergebnisse zur Berechnung der Wienerschen Formenzahl u leisten. Es soll deshalb die Rechnung im folgenden mit allem Vorbehalt durchgeführt werden.

Zu diesem Zwecke muß der Brechungsexponent des Gases beim Siedepunkt extrapoliert werden, um den absoluten Brechungsexponenten der Flüssigkeit zu gewinnen. Dabei fragt es sich, ob im vorliegenden Falle neben der Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Dichte ein spezifischer Temperatureinfluß vorhanden ist. Nach Debye (18) ist ein solcher für tiefe Temperaturen zu bezweifeln. In der Tat liefern auch die vorliegenden Beobachtungen keinen Anhalt für einen solchen Einfluß, so daß mit der Konstanz des Refraktionsäquivalentes gerechnet werden soll, eines Äquivalentes, in dem aber die Lorentzsche Konstante 2 durch die allgemeine u ersetzt werde.

Nach Scheel (17) folgt der Brechungsexponent n_g des Wasserstoffs bei 0° und 760 mm Druck folgender vereinfachter Dispersionsformel (λ in μ):

$$(n_g - 1) \cdot 10^7 = 1358 \cdot 3 + 9{,}05 \frac{1}{\lambda^2}.$$

Ist die zugehörige Dichte d_g des Wasserstoffes bezogen auf Wasser von 4°

$$d_g = 0{,}000\,089\,85$$

und ist

$$\text{(I)} \qquad \frac{n_g^2 - 1}{n_g^2 + u} \cdot \frac{1}{d_g} = C,$$

so läßt sich, unter Benutzung der Ergebnisse Scheels (17) über den Brechungsexponenten ν_1 des Wasserstoffes bei — 188,25° und 758,93 mm, hieraus die zugehörige Dichte δ_1 des Wasserstoffes berechnen. Es ist dann

$$\frac{\nu_1^2 - 1}{\nu_1^2 + u} \cdot \frac{1}{\delta_1} = C$$

oder

$$\text{(II)} \qquad \delta_1 = \frac{\nu_1^2 - 1}{\nu_1^2 + u} \cdot \frac{1}{C}.$$

Nach der oben erwähnten Dispersionsformel ergeben sich bei 0° und 760 mm folgende Brechungsexponenten n_g:

λ in $\mu\mu$	656,3	579,0	546,1	435,9
n_g	1,000 1379	1,000 1385	1,000 1389	1,000 1496 $\pm 10^{-7}$.

Bei — 188,25° und 758,93 mm fand Scheel folgende Berechnungsexponenten ν_1:

$\nu_1 = 1{,}000\,4422$;[1]) 1,000 4459; 1,000 4471; 1,000 4545 ($\pm 4 \cdot 10^{-7}$).

Setzt man in Verfolgung eines stufenweisen Annäherungsverfahrens zunächst $u = 2$, so läßt sich hieraus und nach (I) und (II) die zugehörige Dichte δ_1 berechnen. Als Mittelwert ergibt sich

$$\begin{array}{r} 0{,}000\,2881 \\ 2893 \\ 2892 \\ 2904 \\ \hline \delta_1 = 0{,}000\,2892 \ (\pm 4{,}7 \cdot 10^{-7}). \end{array}$$

(Für $\lambda = 404{,}7\ \mu\mu$ wurde die Rechnung nicht durchgeführt, weil dafür keine Beobachtungen bei der Temperatur der flüssigen Luft vorliegen.)

Die Dichte des gasförmigen Wasserstoffs bei — 252,81° und 745,52 mm erhält man hieraus angenähert nach Boyle-Mariotte-Gay-Lussac:

$$\delta_2 = \delta_1 \cdot \frac{1 + \alpha \cdot t_1}{1 + \alpha \cdot t_2} \cdot \frac{H_2}{H_1}$$

$t_1 = -188{,}25°$; $H_1 = 758{,}93$ mm; $\alpha = 0{,}003\,672$

$t_2 = -252{,}81°$; $H_2 = 745{,}52$ mm.

Die Rechnung ergibt

$$\delta_2 = 0{,}001\,223_7 \ (\pm 1{,}4 \cdot 10^{-6}).$$

Der zugehörige Brechungsexponent ν_2 des Wasserstoffs findet sich dann aus

$$\frac{\nu_2^2 - 1}{\nu_2^2 + u} \cdot \frac{1}{\delta_2} = C$$

[1]) Für $\lambda = 656{,}3\ \mu\mu$ wurde ν_1 interpoliert.

oder

$$\nu_2 = \sqrt{\frac{1 + u \cdot C \cdot \delta_2}{1 - u \cdot \delta_2}},$$

wo $u = 2$,

$\nu_2 = 1{,}001\,875$; $1{,}001\,880$; $1{,}001\,888$; $1{,}001\,911$ $(\pm 2 \cdot 10^{-6})$.

Ist nun n_f' der beobachtete Brechungsexponent des flüssigen Wasserstoffs gegen den gasförmigen, so folgt der absolute Brechungsexponent n_f aus der Beziehung

$$n_f = \nu_2 \cdot n_f'.$$

Man erhält

$n_f = 1{,}111\,33$; $1{,}111\,83$; $1{,}112\,12$; $1{,}113\,89$ $(\pm 5 \cdot 10^{-5})$.

Jetzt ist man imstande, aus n_g, d_g, n_f und d_f die Wienersche Formzahl u zu berechnen, denn bisher wurde mit dem Näherungswert $u = 2$ die Rechnung durchgeführt. Es ist also

$$\frac{n_g^2 - 1}{n_g^2 + u} \cdot \frac{1}{d_g} = \frac{n_f^2 - 1}{n_f^2 + u} \cdot \frac{1}{d_f}$$

oder

$$u = \frac{n_f^2 \cdot d_f (n_g^2 - 1) - n_g^2 \cdot d_g (n_f^2 - 1)}{d_g (n_f^2 - 1) - d_f (n_g^2 - 1)}.$$

Als Mittelwert ergibt sich, nach den verschiedenen Wellenlängen berechnet:

$$\begin{array}{r} 2{,}01 \\ 2{,}01 \\ 2{,}03 \\ 1{,}90 \\ \hline u = 1{,}99\ (\pm 0{,}02). \end{array}$$

Innerhalb der Fehlergrenze von 1 % ist also

$$u = 2{,}00.$$

Den Fall gesetzt, daß die in der Rechnung ausgeführten Inter- und Extrapolationen der Wirklichkeit entsprechen (ob das der Fall ist, können nur weitere experimentelle Untersuchungen ergeben), kann man hieraus schließen, daß die Gestalt der Wasserstoffmolekeln kugelförmig ist. Diese Tatsache ist umso

beachtenswerter, als für die meisten Flüssigkeiten bisher stark von 2 verschiedene Werte gefunden wurden.

b) Stickstoff. Für den Stickstoff gestaltet sich die Rechnung ganz ähnlich.

Nach Scheel (17) gilt für den Brechungsexponenten n_g des Stickstoffes bei 0° und 760 mm Druck folgende vereinfachte Dispersionsformel (λ in μ):

$$(n_g - 1) \cdot 10^7 = 2906{,}1 + 22{,}47 \cdot \frac{1}{\lambda^2}.$$

Ist die zugehörige Dichte d_g des Stickstoffs bezogen auf Wasser von 4°

$$d_g = 0{,}001\,251,$$

so läßt sich wieder unter Benutzung der Ergebnisse Scheels (17) über den Brechungsexponenten ν_1 des Stickstoffs bei — 191,76° und 771,02 mm die zugehörige Dichte δ_1 des Stickstoffs berechnen. Es ist dann

$$\delta_1 = \frac{\nu_1^2 - 1}{\nu_1^2 + u} \cdot \frac{1}{C},$$

wo

$$C = \frac{n_g^2 - 1}{n_g^2 + u} \cdot \frac{1}{d_g}.$$

Nach der erwähnten Dispersionsformel ergeben sich bei 0° und 760 mm folgende Brechungsexponenten n_g:

λ in $\mu\mu$	656,3	579,0	546,1	435,9
n_g	1,0002958	1,0002973	1,0002981	1,0003024 ($\pm 10^{-7}$)

Bei — 191,76° und 771,02 mm fand Scheel folgende Brechungsexponenten ν_1

$$\nu_1 = 1{,}001\,050_8;\ 1{,}001\,054_5;\ 1{,}001\,058_8;\ 1{,}001\,068_2\ (\pm 10^{-6})$$

Setzt man zunächst auch hier $u = 2$, so folgt für $t = 191{,}76°$ und 771,02 mm

$$\delta_1 = 0{,}004\,433 \pm 6 \cdot 10^{-6}$$

als Mittelwert.

$$\begin{array}{r} 0{,}004\,441_3 \\ 4\,434_4 \\ 4\,440_3 \\ 4\,416_0 \\ \hline \delta_1 = 0{,}004\,433_0 \end{array}$$

(Aus dem gleichen Grunde wie beim Wasserstoff wurde die Rechnung für $\lambda = 404{,}7\,\mu\mu$ nicht durchgeführt.)

Nach den Gasgesetzen erhält man für

$$t_2 = 195{,}82^0 \text{ und } H_2 = 745{,}12 \text{ mm}$$

$$\delta_2 = \delta_1 \frac{1 + \alpha \cdot t_1}{1 + \alpha \cdot t_2} \cdot \frac{H_2}{H_1},$$

wo

$$t_1 = -191{,}76^0;\ H_1 = 771{,}02 \text{ mm};\ \alpha = 0{,}003\,675$$
$$t_2 = -195{,}82^0;\ H_2 = 745{,}12 \text{ mm}$$

die Rechnung ergibt:

$$\delta_2 = 0{,}004\,512 \pm 6 \cdot 10^{-6}.$$

Der zugehörige Brechungsexponent ν_2 ist dann:

$$\nu_2 = \sqrt{\frac{1 + u \cdot C \cdot \delta_2}{1 - C \cdot \delta_2}},$$

wo $u = 2$

$\nu_2 = 1{,}001\,072;\ 1{,}001\,077;\ 1{,}001\,080;\ 1{,}001\,096\ (\pm 10^{-6})$.

Hieraus und aus dem beobachteten Brechungsexponenten n_f' des flüssigen Stickstoffs folgt der absolute Brechungsexponent n_f:

$n_f = \nu_2 \cdot n_f'$

$n_f = 1{,}198\,41;\ 1{,}198\,73;\ 1{,}199\,17;\ 1{,}201\,41\ (\pm 5 \cdot 10^{-5})$.

Jetzt wird aus n_g, d_g, n_f und d_f ein vorläufiger Wert von u berechnet, mit dem dann die Rechnung wiederholt wird. Dewar (3) bestimmte die Dichte des flüssigen Stickstoffs bei $-195{,}5^0$ und $-210{,}5^0$. Er fand 0,8042 und 0,8792. Daraus ergibt sich d_f bei $-195{,}82^0$

$$d_f = 0{,}8058 \pm 6 \cdot 10^{-4}.$$

Als Mittelwert ergibt sich, nach den verschiedenen Wellenlängen berechnet:

2,03
2,11
2,13
2,22

$u_1 = 2{,}12\ (\pm 0{,}02)$.

Führt man nun die Rechnung mit diesem vorläufigen u_1 durch, so ergibt sich ganz entsprechend:

$$\delta_1 = 0{,}004\,433_1$$
$$\delta_2 = 0{,}004\,512_1$$

$\nu_2 =$	1,001 073;	1,001 078;	1,001 081;	1,001 096
$n_f =$	1,198 41:	1,198 73;	1,199 17;	1,201 41

2,03
2,11
2,13
2,22

$u_2 = 2{,}12$

u ändert sich auch beim Stickstoff nicht. Vergleicht man nun noch die nach Scheel berechnete Dichte mit der für denselben Zustand nach den Gasgesetzen berechneten Dichte δ', so ergibt sich eine Abweichung von δ_1 und δ'

$$\delta_1 = 0{,}004\,433$$
$$\delta' = 0{,}004\,297$$
$$\delta_1 - \delta' = 0{,}000\,136$$

Berechnet man δ_2 aus δ_1 mit den Gasgesetzen, so begeht man dem Temperaturunterschied entsprechend mindestens einen Fehler

$$\Delta = 0{,}000\,003.$$

Rechnet man nun nochmals, aber mit dem Werte

$$\delta_2 + \Delta = 0{,}004\,515,$$

so folgt schließlich wiederum

$$u_3 = 2{,}12.$$

Als endgültiger Wert von u ist also

$$u = 2{,}12 \pm 0{,}02$$

zu betrachten.

Mit dem gleichen Vorbehalt wie beim Wasserstoff kann man auch auf eine nahezu kugelförmige Gestalt der Stickstoffmolekeln schließen. Auch hier werden experimentelle Untersuchungen nachweisen können, ob die ausgeführten Extrapolationen der Wirklichkeit entsprechen.

Nun liegen zwar Beobachtungen der Dichte des Stickstoffs bei der Temperatur der flüssigen Luft vor. Dewar (19) fand nämlich folgende Dichten bei verschiedenen Temperaturen:

δ_1'	t	b
0,003885	— 182,5	773,0 mm
0,004073	— 186,5	777,3 „
0,004143	— $187{,}9_6$	777,3 „
0,004168	— $188{,}4_6$	777,3 „
0,004192	— $188{,}9_5$	777,2 „

Extrapoliert man hieraus δ_1' für $t = -191{,}76^0$ und 771,02 mm

$$\delta_1' = 0{,}004314_3,$$

so läßt sich das nicht mit Scheels Beobachtungen ν_1 in Einklang bringen.

Extrapoliert man aber aus Dewars Werten δ_2' geradlinig, so kommt dieser Wert dem auf anderem Wege gefundenen δ_2 sehr nahe:

$$\delta_2' = 0{,}00452_2$$
$$\delta_2 = 0{,}00451_2$$

Dieser Vergleich von δ_1 und δ_1' bezw. δ_2 und δ_2' zeigt, daß die Werte von Dewar für eine solche Berechnung wahrscheinlich noch nicht die genügende Genauigkeit besitzen, und daß die Gasgesetze, was auch zu erwarten war, nur mit Vorsicht in diesem Temperaturbereich angewendet werden dürfen.

Wie schon wiederholt bemerkt wurde, machen diese Rechnungen keinen Anspruch auf unbedingte Gültigkeit. Die bisher vorliegenden Tatsachen reichen zur genauen Prüfung der Theorie noch nicht aus.

Schluß.

Zum Schluß folgt eine Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse der Arbeit.

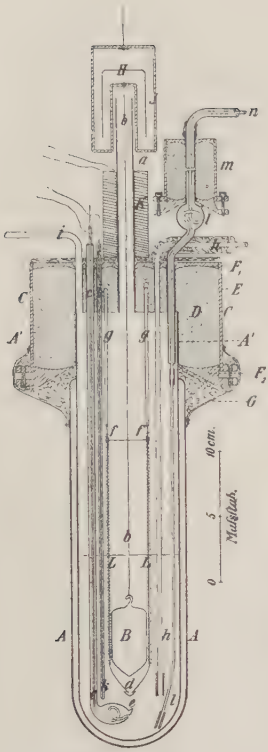
Die Auftriebsmethode wird so weit ausgebaut, daß mit ihr die Dichte des flüssigen Wasserstoffs auf 0,8—0.9 $^0/_{00}$ genau bestimmt werden kann. Dabei ergeben sich manche technische Einzelheiten, die sich beim Arbeiten mit flüssigem Wasserstoff als nützlich erweisen.

Zur Bestimmung der Brechungsexponenten des flüssigen Wasserstoffs von $\lambda = 656{,}3\ \mu\mu$ bis $\lambda = 404{,}7\ \mu\mu$ wird die Wiedemannsche Methode der Totalreflexion umgestaltet. Die erreichte Genauigkeit ($0{,}2\ ^0/_{00}$ von $n - 1$) wird hauptsächlich durch Verwendung eines doppelwandigen Vakuumgefäßes mit angeschmolzenem Planfenster ermöglicht. Die Versuchsanordnung wird dann noch zur Bestimmung der Dispersion des flüssigen Stickstoffs verwendet.

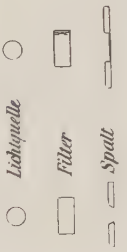
Die experimentellen Ergebnisse werden dann zur Beobachtung der Wienerschen Formzahl u verwendet. Dabei ergibt sich, die Gültigkeit der vorgenommenen Extrapolationen vorausgesetzt, daß die Wasserstoffmolekeln kugelförmig, die Stickstoffmolekeln nahezu kugelförmig sind. Dabei ist aber zu bemerken, daß die vorliegenden Tatsachen zu einer strengen Prüfung der Theorie noch nicht ausreichen.

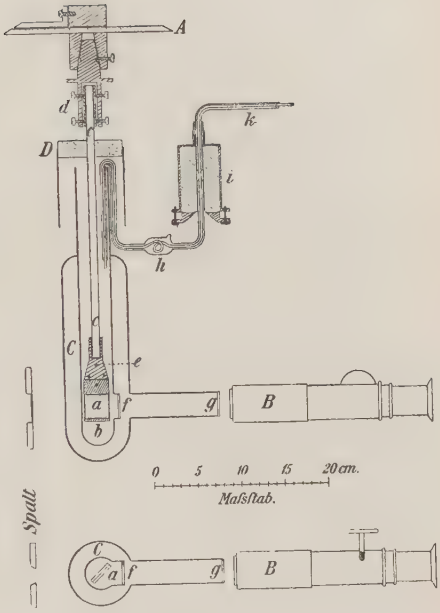
Es sei mir an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. Dr. Wiener für die Anregung zu dieser Arbeit, ihre dauernde Unterstützung und die Liebenswürdigkeit, mit der er mir die Mittel des Instituts im reichsten Maße zur Verfügung stellte, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Danken möchte ich auch Herrn Privatdozent Dr. Füchtbauer, der durch seinen dauernden, wertvollen Rat die Arbeit wesentlich gefördert hat. Ferner hat Herr Privatdozent Dr. Lilienfeld seine reichen Erfahrungen auf dem Gebiete der Kältetechnik mir in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Robert Noske, Borna-Leipzig, Spezialdruckerei für Dissertationen.

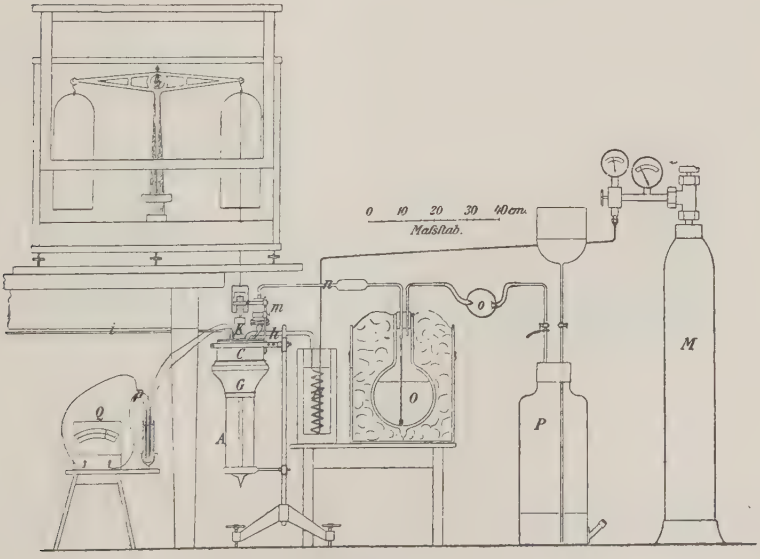


Figur I.



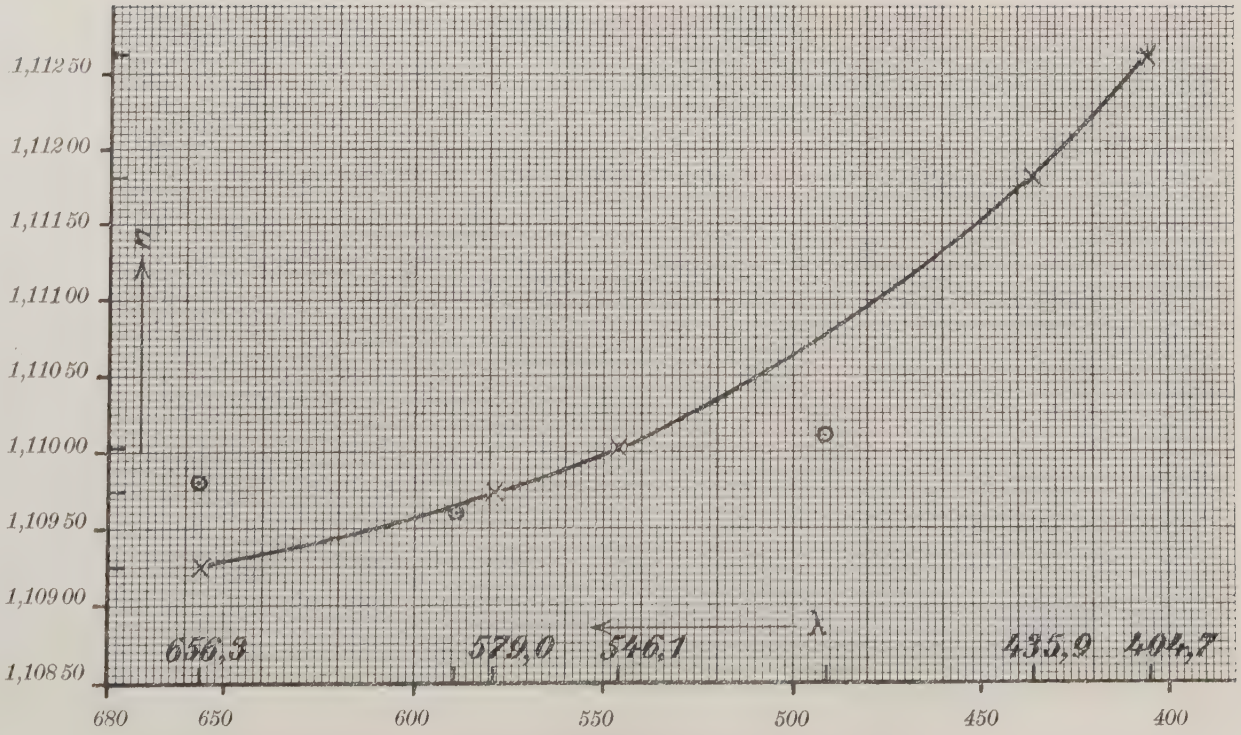


Figur III.



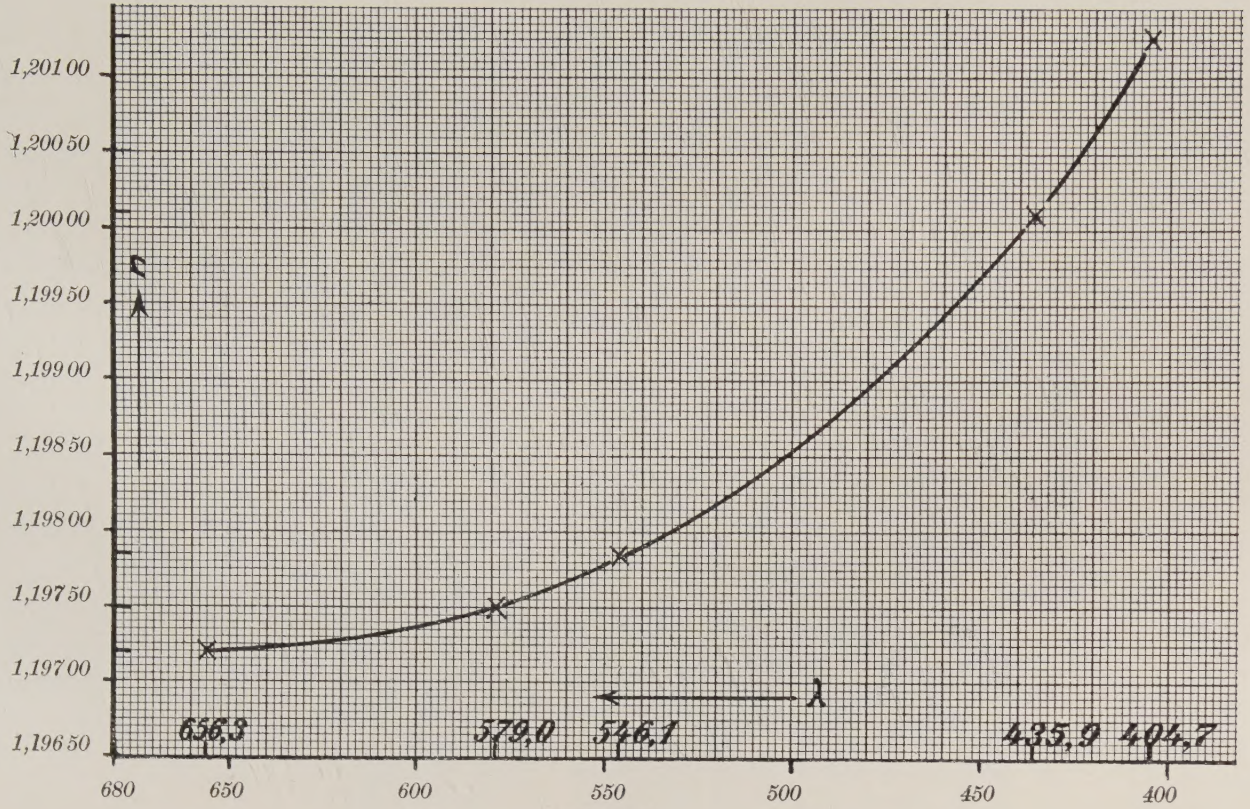
Figur II.

Dispersion des flüssigen Wasserstoffs.



Figur IV.

Dispersion des flüssigen Stickstoffs.



Figur V.

Lebenslauf.

Ich, Herbert Wilhelm Woldemar Augustin, ev.-luth. Bekenntnisses, wurde am 15. Januar 1889 als Sohn des Schuldirektors Otto Augustin und seiner Gemahlin Martha geb. Rocksch in Dresden geboren. Vier Jahre, von 1895 bis 1899, besuchte ich die 3. Bürgerschule in Dresden, dann das Wettiner Gymnasium daselbst. An diesem legte ich Ostern 1908 meine Reifeprüfung ab und studierte von da bis Ostern 1910 Mathematik und Physik an der Kgl. Sächs. Technischen Hochschule zu Dresden. Dann siedelte ich auf die Universität Leipzig über, um hier meine Studien zu beenden. Im Jahre 1912 wurde mir auf Grund einer Arbeit „Über die Dichte und den Brechungsexponenten des flüssigen Wasserstoffs“ von der III. Sektion der philosophischen Fakultät der erste Preis zuerkannt. Diese Preisarbeit gestaltete ich zu der vorliegenden Dissertation aus.

Meine Lehrer waren in Dresden die Herren Professoren Helm, Disteli, Hempel, Naetsch, Walzel, Grübler, Hallwachs, Pattenhausen, Luther, Heger, Elsenhans, Ludwig; in Leipzig die Herren Professoren und Privatdozenten Herglotz, Scholl, Des Coudres, Wagner, Wiener, Wundt, Lehmann, Hölder, Rohn, Jungmann, Lamprecht, Lilienfeld, Füchtbauer, Fredenhagen, Jaffé, Barth, Volkelt, Spranger.